

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Claude VÉRET

**1^{re} THÈSE. — Filtre à étalon interférentiel pour
appareil de mesure de températures
de flammes.**

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF	}	<i>Président</i>
JACQUINOT		<i>Examineurs</i>
MARÉCHAL		

Extrait de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1959

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : VÉRET

Prénom : Claude

Date de la soutenance : 20 juin 1958

Numéro d'ordre : N° 587

1

VÉRET Claude — Filtre à étalon interférentiel pour appareil de mesure de températures de flammes. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1959, in-8°, 28 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, N° 587.

2

VÉRET Claude — Filtre à étalon interférentiel pour appareil de mesure de températures de flammes. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1959, in-8°, 28 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, N° 587.

3

VÉRET Claude — Filtre à étalon interférentiel pour appareil de mesure de températures de flammes. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1959, in-8°, 28 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, N° 587.

4

VÉRET Claude — Filtre à étalon interférentiel pour appareil de mesure de températures de flammes. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1959, in-8°, 28 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, N° 587.

N^o D'ORDRE : 587

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Claude VÉRET

**1^{re} THÈSE. — Filtre à étalon interférentiel pour
appareil de mesure de températures
de flammes.**

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF

Président

JACQUINOT

MARÉCHAL

Examineurs

Extrait de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1959



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PÉRÉS

JULIA G.	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COUTEAUX.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
PAUTHENIER	T	Electrotechnique Générale.	CHOQUET	T	Calcul différentiel et intégral.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	FELDMANN	T	Biologie (P. C. B.).
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	GUINIER	T	Physique des solides.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	JOST	T	Physiologie comparée.
PERES	T	Mécanique des fluides et applications.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
M. CURIE	T	Physique (S. P. C. N.).	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	MALAVARD	T	Aviation.
DARMOIS G.	T	Calcul des probabilités	BRELOT	T	Calcul différentiel.
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	NORMANT	T	Chimie organique
PLANTEFOL	T	Botanique.	BENARD	T	Chimie (P. C. B.).
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
PREVOST	T	Chimie organique.	DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
BOULIGAND	T	Application de l'Analyse à la géométrie.	GÉLOSO	T	Chimie (S. P. C. N.).
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
WYART	T	Minéralogie.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
TEISSIER	T	Zoologie.	MARECHAL	T	Optique théor. et appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
AUGER P.	T	Physique quan. et relativité.	CHADEFAUD		Botanique.
MONNIER	T	Physiologie générale.	DESTRIAU	T	Physique (M. P. C.).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	Mlle LE BRETON	T	Physiologie générale.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).	SALEM	T	Mathématiques générales.
CARTAN H.	T	Mathématiques (E.N.S.).	LELONG	T	Mathématiques générales.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	DEVILLERS		Anat. et histol. comparées.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FRANÇON		Physique (S. P. C. N.).
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S. P. C. N.).	GLANGEAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.
CHRETIEN	T	Chimie minérale.	GODEMENT	T	Mathématiques (M P. C.).
DRACH P.	T	Zoologie.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique	ROCH	T	Géologie.
EPHRUSSI	T	Génétique.	SCHATZMAN		Astrophysique.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	TERMIER	T	Paléont. stratigraphique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.).	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P. C. B.).	LENNUIER		Physique (P. C. B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	RIZET		Génétique.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	ROUTHIER		Géologie appliquée.
ARNULF	T	Optique appliquée.	Mme TONNELAT		Théories physiques.
MORAND M.	T	Enseignement de Physique.	DIXMIER		Mathématiques (M. P. C.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOUCHAY		Chimie générale.
FORTIER	T	Mécanique expér. des fluides	AIGRAIN		Physique (P. C. B.).
DANJON	T	Astronomie.	BRUSSET		Chimie minérale.
LAPORTE	T	Physique générale et radio-activité.	LEVY M.		Physique théorique.
			LENORMANT		Physiologie.
			Mme CHAIX		Chimie biologique.
JANET.....	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	Mme HUREL-PY		Biologie végétale (P. C. B.).
PETIT	T	Biologie maritime.	PIAUX		Chimie (P.C.B.).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	BRUN		Mécanique expér. des fluides.
GALLIEN	T	Embryologie.	LEDERER	T	Chimie biologique.
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	Mme DUBREIL.....	T	Mathématiques.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	Mme LELONG.....	T	Mathématiques (E. N. S.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.	BELLAIR.....	T	Géologie (S. P. C. N.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	COTTE	T	Physique (M. P. C.).
L'HERITIER	T	Génétique.	DUBOIS J. E.	T	Chimie (S. P. C. N.).
GRIVET	T	Radioélectricité.	LAMOTTE		Zoologie (E. N. S.).
PONCIN	T	Mécanique générale.	MICHEL	T	Chimie (S. P. C. N.).
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	OLMER	T	Energétique générale.
QUELET	T	Chimie organique.	ROUAULT.....	T	Physique générale.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	BARCHEWITZ		Chimie physique.
CUVILLIER	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	BROSSEL		Physique atomique.
JUNG	T	Pétrographie.	BUSER		Biologie animale (P. C. B.).
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	CAMUS		Biologie végétale (P. C. B.).
WIEMANN	T	Chimie organ. et structurale.	CASTAING		Physique générale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste.	CURIEN		Minéralogie et cristallographie.
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	MOYSE		Physiologie végétale.
DESTOUCHES		Théories physiques.	NOIROT		Evolution des êtres organ.
PRUVOST	T	Géologie.	PANNETIER		Chimie (P. C. B.).
AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.).	POSSOMPES		Biologie animale (P. C. B.).
HOCART	T	Minéralogie.	PULLMAN		Chimie théorique.
J. P. MATHIEU	T	Physique (P. C. B.).	TEILLAC.....		Physique nucléaire et radio-activité.
			TONNELAT		Biologie physico chimique.
			VILLE		Econométrie.
			WILLEMART		Chimie (P. C. B.).
			DODÉ		Chimie.
			FREYMAN		Physique (S. P. C. N.)
			GUINCHET		Biologie végétale (Orsay).
			ROLLET		Chimie (P. C. B.).
			Mlle JOSIEN		Chimie (P. C. B.).
			CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
			DESNUELLE.....	T	Chimie biologique.

Secrétaire Général C. MONIER.

FILTRE À ÉTALON INTERFÉRENTIEL POUR APPAREIL DE MESURE DE TEMPÉRATURES DE FLAMMES

par Claude VÉRET

Chef de Groupe de Recherches à l'Office National
d'Etudes et de Recherches Aéronautiques

SOMMAIRE. — Une méthode de mesure de températures de flammes, dérivée de celle du renversement des raies, a été étudiée par le laboratoire de combustion de l'O. N. E. R. A. Elle consiste à introduire du sodium dans la flamme et à mesurer simultanément, au moyen de deux cellules photoélectriques, le flux lumineux émis par la flamme et le flux issu d'une lampe étalon et reçu à travers la flamme. La comparaison de ces deux flux permet à chaque instant de déterminer la température. Un monochromateur précède les récepteurs dont la largeur de bande passante doit être de l'ordre de la largeur d'une raie du doublet jaune du sodium.

On cherche à utiliser un monochromateur le plus lumineux possible pour pouvoir mesurer les plus faibles températures. On montre que le monochromateur constitué par l'association d'interféromètres de Fabry-Perot est à la fois le plus lumineux et le moins encombrant. Un ou deux étalons de Fabry-Perot dans l'air sont associés à un filtre interférentiel et placés entre deux objectifs collimateurs.

On étudie les caractéristiques de ce monochromateur et les influences de différents facteurs (précision des surfaces, couches réfléchissantes, montage,...) sur ses performances.

On décrit deux types de montures réalisées.

L'étude des caractéristiques de ces appareils a donné lieu à l'exécution de montages particuliers pour mesurer la transparence, la finesse et la dispersion.

Les résultats sont donnés pour deux ensembles, d'une part filtre interférentiel et étalon de $21\ \mu$ d'épaisseur, d'autre part filtre interférentiel et deux étalons d'épaisseurs respectives 8 et $43\ \mu$.

SUMMARY. — A process for measuring the temperature of flames, derived from the reversed line method has been developed at the O. N. E. R. A. Combustion Department. According to this method, sodium is introduced in the flame and, by means of two photoelectric cells, a simultaneous measurement is made of the light flux emitted by the flame itself and of the flux coming from a standard source and passing through the flame. The temperature is given at all times by a balance of both fluxes. A monochromator is placed ahead of the receiving units which must offer a pass band about so wide as one line of the sodium yellow doublet. In order to determine the lowest temperatures the monochromator must be so designed as to exhibit the highest luminosity. A monochromator consisting of an assembly of Fabry-Perot interferometers is shown to feature altogether the maximum luminosity and the minimum overall dimensions: one or two Fabry-Perot étalons placed in air have been combined with an interference filter and inserted between two collimators.

The specifications of that instrument are examined as well as the effect of various factors (surfacing accuracy, reflecting films, mechanical mountings) on its possibilities.

Two existing mounting types are described.

The instrument designing has required special optical setups to obtain values of transparency, sharpness and dispersion.

Results are given for the two following assemblies :

- a) *interference filter associated with a Fabry-Perot étalon 21 μ thick,*
- b) *interference filter associated with two Fabry-Perot étalons respectively 8 and 43 μ thick.*

1. Introduction. — La mesure précise des températures de flammes est d'une importance fondamentale dans toute étude de combustion et dans tous travaux de mise au point de moteurs fusées ou de réacteurs. Le laboratoire de combustion de l'O. N. E. R. A. à Palaiseau a étudié les différentes méthodes de mesure et a, en particulier, développé la méthode optique dite de « renversement des raies spectrales » afin d'obtenir rapidement un grand nombre de mesures pour suivre des phénomènes dynamiques à évolution rapide [1 à 3].

Pour l'étude des flammes non éclairantes, la méthode est dérivée de celle due à Féry. Elle consiste à introduire du sodium dans la flamme. La flamme émet ainsi les raies spectrales caractéristiques de ce corps. Parmi ces raies, les plus intenses forment un doublet ; les longueurs d'onde moyennes de chacune d'elles sont 5 890 et 5 896 Å et leurs largeurs spectrales $d\lambda$, variables avec la température et la pression, sont de l'ordre de 1 à 2 Å.

L'image d'une source lumineuse étalon, de température de luminance connue, est formée dans la flamme. A la traversée de celle-ci, une partie de l'énergie lumineuse émise par la source est absorbée. Mais il n'y a absorption que dans les intervalles spectraux où la flamme émet, donc dans les bandes de largeur $d\lambda$ centrées sur les longueurs d'onde 5 890 et 5 896 Å. En dehors de ces bandes, l'absorption est négligeable.

Dans la méthode de Féry, la composition spectrale de la lumière résultante est étudiée visuellement ou photographiquement à l'aide d'un appareil dispersif. Les raies du sodium apparaissent plus ou moins brillantes par rapport au spectre de la source selon que l'émission de la flamme est plus forte que l'absorption à sa traversée de la lumière émise par la source ou inversement. Lorsque l'émission est égale à l'absorption, les raies disparaissent, le spectre observé paraît continu ; c'est le point de renversement. La température de la flamme est alors égale à la température de luminance de la source.

Dans la méthode de Moutet, le point de renversement est déterminé à partir des trois valeurs du flux émis par la source à une température de luminance connue, du flux provenant de la source après traversée de la flamme et du flux émis par la flamme seule.

La première valeur, flux émis par la source, est obtenue par un étalonnage de l'appareil avant introduction de la flamme. Les deux autres valeurs sont obtenues simultanément par enregistrement des courants de deux cellules photoélectriques recevant respectivement chacun des flux. Cette méthode permet d'obtenir des mesures instantanées à grande fréquence.

La valeur de la température de la flamme ainsi déterminée est indépendante de l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ dans lequel émet la source tant qu'il est supérieur à l'intervalle spectral $d\lambda$ dans lequel émet la flamme. Mais la précision de la mesure est d'autant meilleure que $\Delta\lambda$ est plus voisin de $d\lambda$. Il faut donc n'utiliser qu'une seule des raies du doublet jaune du sodium.

La source étalon employée est une lampe à ruban de tungstène qui émet un spectre continu. Pour que les mesures de température puissent être effectuées avec une bonne précision, un appareil dispersif est placé entre la flamme et les cellules photoélectriques réceptrices. Cet appareil doit, d'une part, éliminer l'une des composantes du doublet du sodium pour la mesure du flux émis par la flamme et, d'autre part, isoler une bande spectrale de largeur voisine de celle d'une raie du sodium (soit 1 à 2 Å) pour la mesure du flux provenant de la source étalon, après traversée de la flamme.

Par ailleurs, les mesures de température sont effectuées localement dans la flamme. Les dimensions de la plage de mesure sont d'au plus 10×4 mm.

L'appareil de température doit être employé sur des flammes réelles de moteurs qui ne sont allumées que dans des lieux déterminés (en plein air ou sur bancs d'essais). Il importe donc que l'appareil soit facilement transportable et d'encombrement le plus réduit possible.

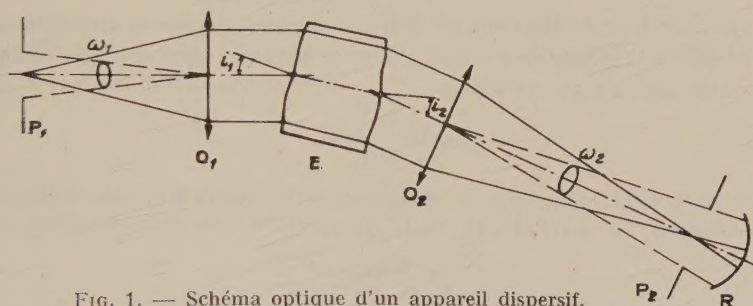


FIG. 1. — Schéma optique d'un appareil dispersif.

2. Choix de l'appareil dispersif. — 1. *Comparaison de différents systèmes dispersifs.* — Le schéma de principe d'un appareil dispersif pour mesures photoélectriques est représenté sur la figure 1. Il comprend un diaphragme d'entrée P_1 , un collimateur d'entrée O_1 , le système dispersif E , un collimateur de sortie O_2 , un diaphragme de sortie P_2 et le récepteur R qui reçoit tout le flux sortant du second diaphragme P_2 .

Le flux entrant dans l'appareil a pour valeur $F_1 = B_1 S_1 \omega_1$ et le flux utile parvenant au récepteur est $F_2 = B_2 S_2 \omega_2 = T B_1 S_2 \omega_2$; B_1, B_2 sont les luminances dans les plans des diaphragmes d'entrée et de sortie, T le facteur de transmission de l'ensemble optique, S_1, S_2 les surfaces utiles des collimateurs d'entrée et de sortie, ω_1 la surface apparente du diaphragme d'entrée vu du collimateur d'entrée, ω_2 la surface apparente utile du diaphragme de sortie vu du collimateur de sortie.

La luminosité L d'un appareil est définie comme le flux parvenant au récepteur par unité de luminance du diaphragme d'entrée :

$$(1) \quad L = F_2/B_1 = T S_2 \omega_2.$$

Comme la surface apparente utile ω_2 est, en général, fonction de la largeur de bande $\Delta\lambda$ isolée par l'appareil, la comparaison photométrique de divers appareils dispersifs n'est valable qu'à égalité de pouvoir de résolution $\mathcal{R}$,

$$(2) \quad \mathcal{R} = \lambda/\Delta\lambda.$$

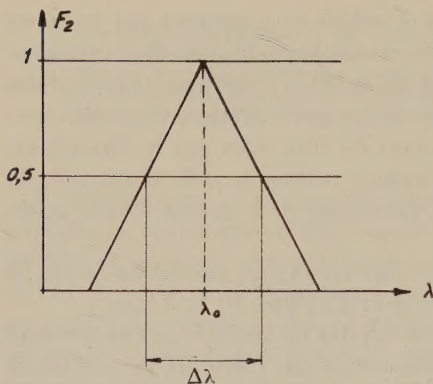


FIG. 2. — Répartition spectrale du flux sortant.

Pour une variation de direction d'incidence di_1 sur le système dispersif, la variation de direction d'émergence est di_2 , d'où la largeur angulaire de l'image de la fente d'entrée sur la fente de sortie

$$\alpha'_1 = \frac{di_2}{di_1} \alpha_1.$$

D'autre part, si D_1 et D_2 sont les dispersions angulaires d'entrée et de sortie du système dispersif, $D_1 = di_1/d\lambda$, $D_2 = di_2/d\lambda$, on a

$$\alpha'_1 = \frac{D_2}{D_1} \alpha_1.$$

Pour une largeur de bande $\Delta\lambda$, le flux sortant atteint son maximum lorsque l'image de la fente d'entrée est confondue et égale à la fente de sortie, c'est-à-dire quand

$$\alpha_2 = \alpha'_1 = \frac{D_2}{D_1} \alpha_1 = D_2 \Delta\lambda.$$

Le flux sortant a pour valeur

$$(3) \quad F_2 = T B_1 S_2 \beta_2 D_2 \Delta\lambda.$$

C'est le flux utile parvenant au récepteur lorsque l'appareil sert à isoler une raie spectrale de largeur inférieure à $\Delta\lambda$, B_1 étant la luminance globale de la raie.

Si la plage d'entrée émet un spectre continu, la luminance globale pour la largeur de bande $\Delta\lambda$ est

$$(4) \quad B_1 = \int_{\lambda_0 - (\Delta\lambda/2)}^{\lambda_0 + (\Delta\lambda/2)} B_\lambda d\lambda = B_\lambda \Delta\lambda,$$

B_λ étant la luminance monochromatique supposée constante dans l'intervalle spectral $\Delta\lambda$.

Le flux monochromatique sortant est

$$F_\lambda = T B_\lambda S_2 \beta_2 \alpha'_2.$$

Lorsque la longueur d'onde varie, l'image de la fente d'entrée α'_1 se déplace sur la fente de sortie α_2 . Pour chaque longueur d'onde, la largeur de la partie commune

Dans les appareils à prismes ou à réseaux, les diaphragmes sont des fentes de direction parallèle aux arêtes des prismes ou aux traits des réseaux. Soient respectivement α_1 , α_2 et β_1 , β_2 les largeurs et hauteurs angulaires de ces fentes telles que $\omega_1 = \alpha_1 \beta_1$, $\omega_2 = \alpha_2 \beta_2$.

La largeur de bande passante $\Delta\lambda$ varie avec les largeurs de fente angulaires α_1 et α_2 .

Considérons l'image monochromatique de la fente d'entrée donnée par l'ensemble optique dans le plan de la fente de sortie.

à ces deux fentes détermine α'_2 . Le flux est donc représenté en fonction de la longueur d'onde par une courbe de forme triangulaire (fig. 2).

La largeur de bande passante $\Delta\lambda$ est définie comme l'intervalle spectral dans lequel le flux est au moins égal à la moitié de sa valeur maximum.

Si λ_0 est la longueur d'onde pour laquelle le flux est maximum, le flux total sortant, représenté par l'aire de la courbe (F_{λ}, λ) , a pour valeur

$$(5) \quad F'_2 = T B_{\lambda} S_2 \beta_2 D_2 (\Delta\lambda)^2.$$

La comparaison photométrique des luminosités à égalité de bande passante entre un appareil à prisme et un appareil à réseau de même surface utile que celle de la base du prisme [4] montre que le réseau est environ 10 fois plus lumineux que le prisme. Ce gain provient surtout de la plus grande dispersion de l'élément dispersif qui permet d'élargir les fentes.

Si la dispersion est obtenue par un étalon interférentiel, les diaphragmes d'entrée et de sortie peuvent être circulaires ou annulaires. La surface apparente du diaphragme de sortie est liée au pouvoir de résolution par $\omega_2 = 2\pi/\mathcal{R}$.

La transmission T est, elle-même, fonction de la longueur d'onde. La valeur moyenne à travers le diaphragme est

$$T = \frac{\pi}{4} T',$$

T' étant la transmission maximum.

La luminosité a ainsi pour valeur

$$(6) \quad L = 4,9 T' S_2 / \mathcal{R}.$$

La comparaison de la luminosité de l'étalon à celle d'un réseau de même surface montre que l'étalon peut être de 30 à 400 fois plus lumineux que le réseau. Ce gain est dû à l'augmentation de la surface utile du diaphragme.

Dans le cas de l'appareil de mesure de température de flammes, l'étalon interférentiel est choisi parce qu'il permet de réduire beaucoup l'encombrement de l'appareil dispersif et d'augmenter la luminosité.

2. Caractéristiques de l'étalon interférentiel. — A) DÉFINITIONS. —

Un étalon interférentiel, décrit pour la première fois par Fabry & Perot [5], est constitué par deux lames transparentes dont les faces planes et parallèles en regard sont semi-réfléchissantes (fig. 3).

Une onde plane incidente est, à la traversée, décomposée en une série d'ondes planes parallèles entre elles dues aux réflexions multiples sur les surfaces. Ces ondes, dont les amplitudes sont décroissantes et pour lesquelles la différence de phase entre deux successives est constante, interfèrent entre elles.

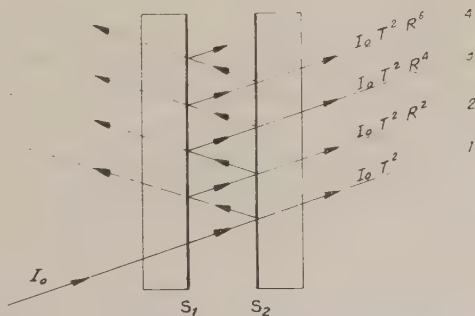


FIG. 3. — Schéma d'un étalon interférentiel.

Soit I_0 l'intensité correspondant à un rayon lumineux normal à l'onde incidente.

Soient respectivement T , R et A les facteurs de transmission, de réflexion et d'absorption des deux surfaces semi-réfléchissantes. Ces facteurs sont liés par la relation $T + R + A = 1$.

Les rapports des amplitudes des ondes successives à celles de l'onde incidente sont T , TR , ..., TR^q , q étant le numéro du rayon considéré.

D'autre part, les phases de deux ondes successives diffèrent entre elles de

$$(7) \quad \varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi p,$$

avec

$$(8) \quad \delta = 2n e \cos i;$$

δ est la différence de marche optique entre deux ondes successives, λ la longueur d'onde de la radiation, p l'ordre d'interférence, n l'indice de réfraction du milieu situé entre les faces de l'étalon, e la distance des faces de l'étalon et i l'angle d'incidence du rayon considéré sur l'étalon.

Le rapport d'amplitude de l'onde résultante à l'onde incidente est

$$a = |T + TR e^{-i\varphi} + \dots + TR^n e^{-in\varphi} + \dots|$$

$$= \frac{T}{1 - R e^{-i\varphi}}.$$

La transmission $\mathcal{T}$, rapport des intensités de l'onde résultante et de l'onde incidente, est représentée par la formule d'Airy [6] :

$$(9) \quad \mathcal{T} = a^2 = \frac{\tau}{1 + m \sin^2 \frac{\varphi}{2}},$$

avec

$$(10) \quad \tau = T^2/(1 - R)^2,$$

(τ est la transparence de l'étalon),

$$(11) \quad m = 4R/(1 - R)^2.$$

La transmission $\mathcal{T}$ est une fonction périodique de la phase φ qui est maximum et égale à la transparence τ lorsque $\varphi = 2k\pi$, k étant un nombre entier; elle est minimum et égale à $\tau/(1 + m)$ lorsque $\varphi = (2k + 1)\pi$.

Plus m augmente avec le facteur de réflexion R , plus la variation par rapport à φ de la transmission $\mathcal{T}$ est rapide au voisinage de chaque maximum et plus la valeur des minima est faible (fig. 4).

La finesse réflectrice $\mathcal{F}$ est définie comme le rapport de la différence de phase $\varphi = 2\pi$ séparant deux maxima consécutifs à la variation de phase $\delta\varphi$ pour laquelle la transmission est au moins égale à la moitié de sa valeur maximum.

$$(12) \quad \delta\varphi = 4/\sqrt{m},$$

$$(13) \quad \mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{m}}{2} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}.$$

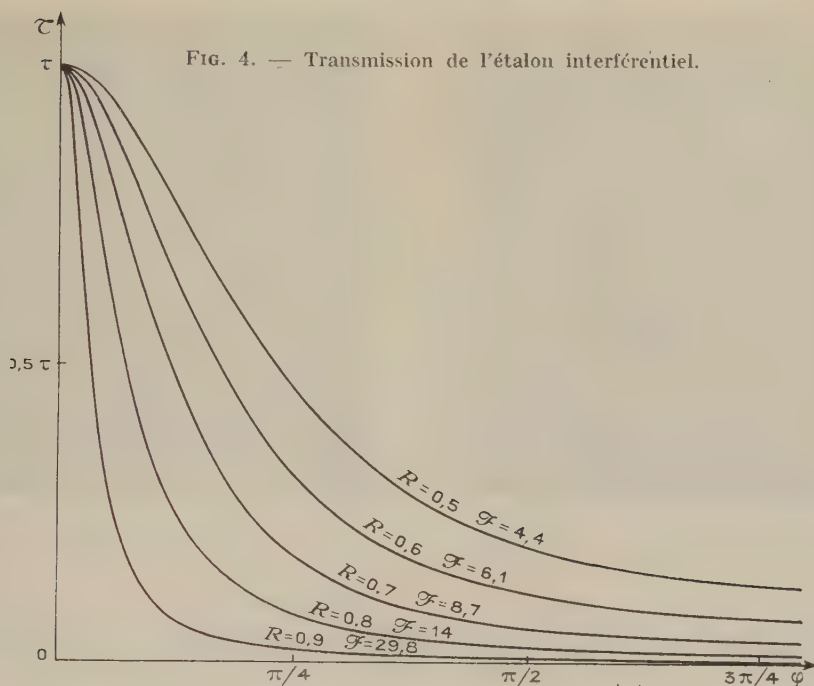


FIG. 4. — Transmission de l'étalon interférentiel.

Le contraste ρ est le rapport de la transmission maximum à la transmission minimum :

$$(14) \quad \rho = 1 + m = \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right)^2 \simeq \frac{4}{\pi^2} \bar{F}^2.$$

Le contraste ρ varie avec le facteur de réflexion R dans le même sens que la finesse $\bar{F}$.

B) FRANGES EN LUMIÈRE MONOCHROMATIQUE. — Considérons un étalon interférentiel éclairé en lumière monochromatique. La phase φ est une fonction de l'angle d'incidence i ; d'après (7) et (8),

$$(15) \quad \varphi = \frac{4 \pi n e}{\lambda} \cos i.$$

Des franges annulaires localisées à l'infini sont observées dans le plan focal d'un collimateur. Les rayons angulaires i des franges brillantes successives sont tels que

$$(16) \quad \cos i = k\lambda/2ne.$$

La largeur angulaire des anneaux est l'intervalle δi correspondant à la variation de phase $\delta\varphi$.

On a, d'après (7) et (15), $\varphi = 2\pi p = 2\pi p_0 \cos i$, p_0 étant l'ordre d'interférence au centre des anneaux pour $i = 0$.

En différentiant, on obtient $\delta\varphi = 2\pi p_0 \sin i \delta i$, d'où l'on déduit

$$(17) \quad \delta i = 1/\bar{F} p \operatorname{tg} i.$$

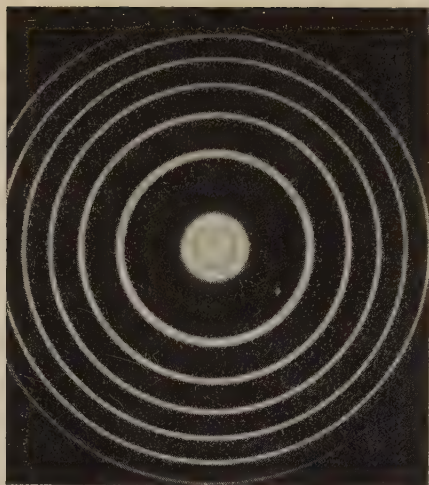


FIG. 5. — Anneaux à l'infini. Doublet jaune du sodium. Epaisseur de l'éta lon : 30 μ .

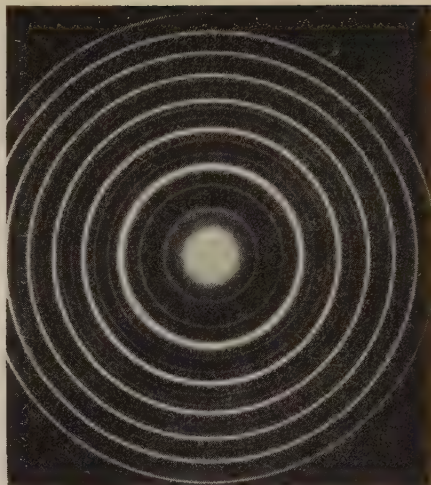


FIG. 6. — Anneaux à l'infini. Raies verte et jaunes du mercure. Epaisseur de l'éta lon : 30 μ .

Les anneaux sont d'autant plus étroits que la finesse réflectrice, l'ordre d'interférence et leur rayon sont plus grands, mais le rapport de l'intervalle de deux anneaux à leur largeur ne dépend que de la finesse réflectrice.

Les photographies (fig. 5 et 6) montrent les anneaux à l'infini respectivement pour le doublet jaune du sodium et pour les raies verte et jaunes du mercure.

C) DISPERSION DE L'ÉTALON INTERFÉRENTIEL. — Si l'éta lon est éclairé en lumière complexe, la phase φ et la transmission $\tilde{\tau}$ sont fonctions de la longueur d'onde λ .

Dans une direction i , la transmission $\tilde{\tau}$ est maximum pour toutes les longueurs d'onde correspondant à toutes les valeurs entières de l'ordre d'interférence

$$(18) \quad \lambda = 2 n e \cos i / k.$$

L'intervalle spectral $\Delta\lambda$ entre deux longueurs d'onde transmises successivement ($\Delta k = 1$) est

$$(19) \quad \Delta\lambda = - \lambda / k.$$

Il est, pour une longueur d'onde, d'autant plus grand que l'ordre d'interférence est plus petit, c'est-à-dire, dans une direction donnée, que l'épaisseur e de l'éta lon est plus petite.

La largeur de bande passante $\delta\lambda$ dans une direction i et pour une longueur d'onde moyenne λ_1 est définie comme l'intervalle spectral dans lequel la transmission $\tilde{\tau}$ est au moins égale à la moitié de sa valeur maximum τ . Elle correspond donc à la variation de phase $\delta\varphi$ déterminant la finesse $\tilde{\mathcal{F}}$.

Le pouvoir de résolution est ainsi

$$(20) \quad \mathcal{R} = \lambda / \delta\lambda = k \tilde{\mathcal{F}}.$$

Pour isoler le flux de longueur d'onde λ , il faut placer dans le plan focal du collimateur de sortie un diaphragme annulaire de rayon angulaire moyen i tel que, d'après (18),

$$(21) \quad \cos i = k\lambda/2ne$$

et dont la largeur est, d'après (17) et (20), liée au pouvoir de résolution par

$$(22) \quad \delta i = 1/\mathcal{R} \operatorname{tg} i.$$

Ce diaphragme devient circulaire lorsque $\Delta(\cos i) = 1 - \cos i_0 = \cos i/\mathcal{R}$.

Son rayon angulaire i_0 est alors

$$(23) \quad i_0 = \sqrt{2 \cos i/\mathcal{R}}.$$

Un étalon interférentiel employé comme spectromètre est en général associé à un diaphragme circulaire.

Pour un pouvoir de résolution cherché, l'ordre d'interférence peut être d'autant plus faible que la finesse est plus grande. Les bandes parasites transmises de part et d'autre de celle cherchée s'écartent lorsque l'ordre d'interférence diminue. Ces bandes parasites sont éliminées par un autre appareil dispersif associé à l'étalon, dont le pouvoir de résolution doit être au moins égal à l'ordre d'interférence de l'étalon. L'augmentation de la finesse permet ainsi de réduire le pouvoir de résolution de l'appareil associé. Cette finesse est, en pratique, limitée par les défauts des surfaces des lames constituant l'étalon.

D) LUMINOSITÉ. — Les méthodes générales de calcul de la luminosité d'un spectromètre Fabry-Perot ont été établies par Chabbal [7, 26].

La luminosité L du spectromètre est, par définition, le rapport du flux maximum sortant du diaphragme à la luminance de la source. Elle dépend des dimensions du diaphragme, du profil de la raie ainsi que des imperfections des surfaces de l'étalon. Le flux est maximum lorsque le rayon moyen du diaphragme et la longueur d'onde de la raie sont liés par la relation (21). La longueur d'onde λ_i ou la fréquence correspondante σ_i sont dites associées à l'incidence i passant par le rayon moyen du diaphragme.

La luminosité s'exprime ainsi par

$$(24) \quad L = \tau \times S\omega,$$

$S\omega$ étant l'étendue géométrique du faisceau et τ la transparence de l'étalon.

Pour une source monochromatique, un diaphragme infiniment fin et un étalon parfait, la transparence est égale à la valeur maximum τ^A de la fonction d'Airy donnée par (10).

En général, la transparence est le produit de 4 facteurs :

$$(25) \quad \tau = \tau^A \times \tau^E \times \tau^B \times \tau^F,$$

τ^E étant le facteur dû aux défauts de surface de l'étalon, τ^B le facteur dû à ce que la source n'est pas monochromatique et τ^F le facteur dû à la largeur finie du diaphragme.

Ces trois facteurs ne sont pas indépendants ; par exemple l'existence de défauts de surface modifie non seulement τ^E , mais aussi τ^B et τ^F .

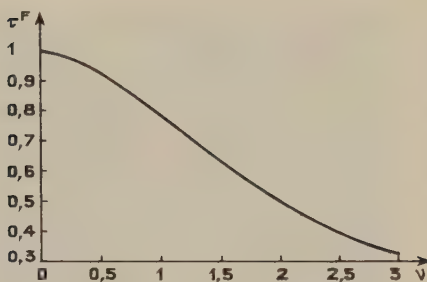


FIG. 7. — Transparence en fonction de la largeur du diaphragme, d'après Chabbal [7, 26].

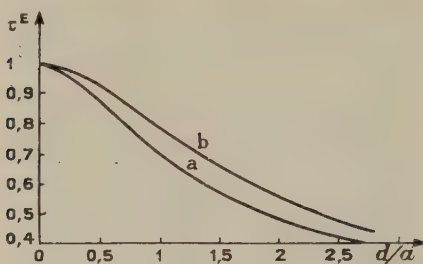


FIG. 8. — Transparence en fonction des défauts de surface, d'après Chabbal [7, 26].

En lumière monochromatique et si l'étalon est supposé parfait ($\tau^L = \tau^E = 1$), la courbe (fig. 7) donne τ^F en fonction du rapport v de la largeur du diaphragme à la largeur de la fonction d'Airy. (Ces largeurs sont exprimées en différences de fréquence $\delta\sigma$ correspondantes ; la largeur de la fonction d'Airy est prise à mi-hauteur de la courbe.)

Ainsi, si ces largeurs sont égales ($v = 1$), on trouve $\tau^F = 0,79$.

Si les surfaces de l'étalon ne sont pas parfaites, par suite de défauts de courbure ou de micropoli, l'introduction du facteur $\tau^E < 1$ montre que ces défauts ont pour effet de réduire la luminosité.

Les courbes (fig. 8) donnent la variation de τ^E en fonction du rapport d/a de la largeur de la fonction défaut à celle de la fonction d'Airy dans deux cas particuliers : a) les défauts de micropoli sont supposés répartis uniformément dans toute la surface ; b) le défaut est supposé assimilable à une courbure sphérique de l'une des surfaces.

Pour une source à spectre continu, le flux maximum pour la longueur d'onde moyenne de la bande passante a la même valeur que pour la radiation monochromatique correspondante. Du fait de la largeur finie du diaphragme et des défauts de surface, la transmission varie moins vite avec la fréquence σ que pour la fonction d'Airy de sorte que le pouvoir de résolution est plus faible.

Par exemple, la fonction d'Airy est représentée sur la figure 9 et la figure 10 représente la fonction de transmission dans un diaphragme de largeur associée égale à celle de la fonction d'Airy. Le rapport des pouvoirs de résolution pratique et théorique, égal au rapport des largeurs des deux fonctions, est voisin de 0,7.

Dans tous les cas, la luminosité et le pouvoir de résolution dépendent de l'épaisseur de l'étalon, de la finesse réflectrice, des défauts de surface et de la largeur du diaphragme. Pour un pouvoir de résolution cherché, la luminosité est maximum lorsque les fonctions représentant ces paramètres ont approximativement même largeur. Cette luminosité maximum est une fonction décroissante du pouvoir de résolution.

3. *Adaptation à la mesure des températures de flammes.* — A) CARACTÉRISTIQUES PRINCIPALES. — L'image de la source étalon est formée dans la flamme par un projecteur et doit se trouver dans un plan conjugué de celui du

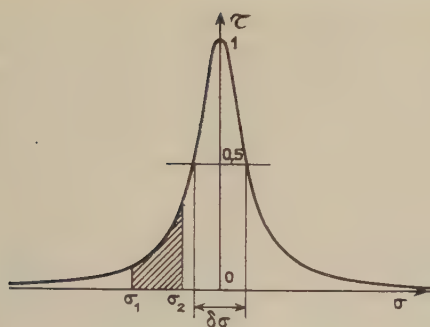
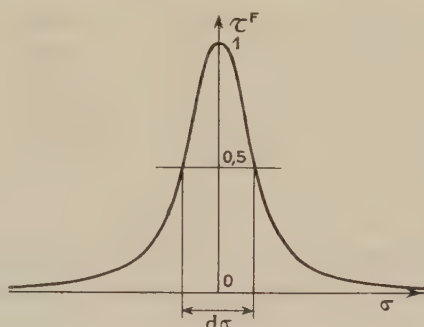


FIG. 9. — Fonction d'Airy.

FIG. 10. — Transmission dans un diaphragme de largeur δi .

diaphragme d'entrée de l'appareil dispersif.

La distance de la flamme aux pièces optiques doit être d'au moins 250 mm et les dimensions maxima de la plage de mesure dans la flamme sont fixées à 10×4 mm. On peut remarquer qu'à cause de la forme rectangulaire de cette plage, la luminosité maximum pour un pouvoir de résolution donné ne sera pas atteinte.

Le récepteur doit recevoir simultanément, après traversée de l'appareil dispersif, les flux provenant, d'une part, de la flamme seule et, d'autre part, de la source étalon vue à travers la flamme. La séparation peut être obtenue soit à partir de deux plages voisines situées dans la flamme et éclairant toutes deux la totalité de la pupille de l'appareil dispersif, soit à partir de la même plage éclairant dans des directions voisines deux parties de la pupille. Cette seconde disposition est choisie parce qu'elle permet de réduire l'encombrement du projecteur ; il n'est pas nécessaire, comme dans la première, de former une image intermédiaire de la source.

B) DESCRIPTION DE L'APPAREIL. — Le schéma optique est représenté sur la figure 11.

La source étalon S est une lampe à ruban de tungstène dont les dimensions de la surface émissive sont de 5×2 mm.

L'objectif projecteur O_1 forme l'image agrandie deux fois, dans la flamme en S' . Pour effectuer la comparaison de leurs luminances, la flamme et

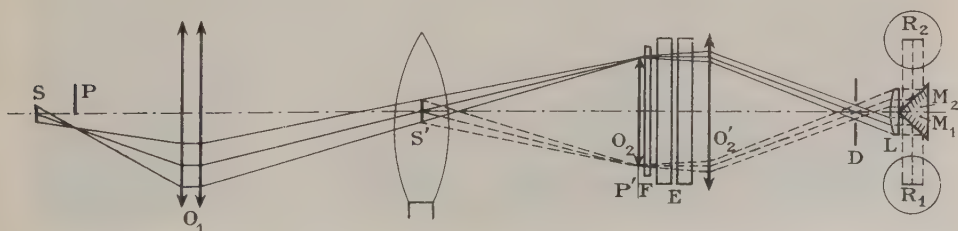


FIG. 11. — Schéma optique de l'appareil de mesure de températures de flammes.

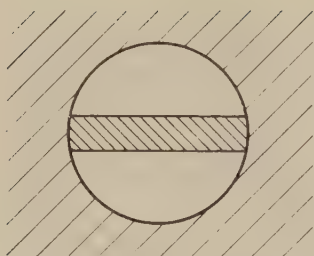


Fig. 12. — Diaphragme dans le plan P' .

l'image de la source doivent être vues par le récepteur sous le même angle solide. C'est pourquoi : le diaphragme du système optique est placé dans le plan P' ; le diamètre de l'objectif O_1 doit être suffisamment grand pour laisser passer tous les rayons entrant dans ce diaphragme.

Un couteau est placé dans le plan P conjugué du plan P' donné par l'objectif O_1 . L'image de l'arête du couteau passe par le centre du diaphragme circulaire P' . De cette manière, une moitié du diaphragme reçoit le flux provenant de

la source et passant à travers la flamme, et l'autre moitié reçoit le flux provenant de la flamme seule. En pratique, une bande opaque, parallèle à l'image de l'arête du couteau est placée dans le plan P' pour séparer les deux parties du diaphragme (fig. 12). Cette séparation supprime la lumière parasite au voisinage du faisceau issu de la source, produite, soit par diffusion des surfaces optiques de l'objectif O_1 , soit par déviation des rayons lumineux à la traversée de la flamme (gradients d'indice d'origine thermique).

Le premier objectif collimateur du monochromateur est en O_2 . L'image S' de la source est dans son plan focal. Il est suivi d'un filtre F , puis de l'étalement interférentiel E et du second objectif collimateur O_2' dans le plan focal duquel est le diaphragme D de dimensions égales à l'image de la source sur lui.

Les faisceaux traversent ensuite une lentille cylindrique L qui permet d'adapter leurs formes à celles des surfaces sensibles des cellules photomultiplicatrices réceptrices R_1 et R_2 .

La séparation des deux faisceaux vers chacune d'elles est réalisée au moyen d'un prisme dont les faces M_1 et M_2 jouent le rôle de miroirs.

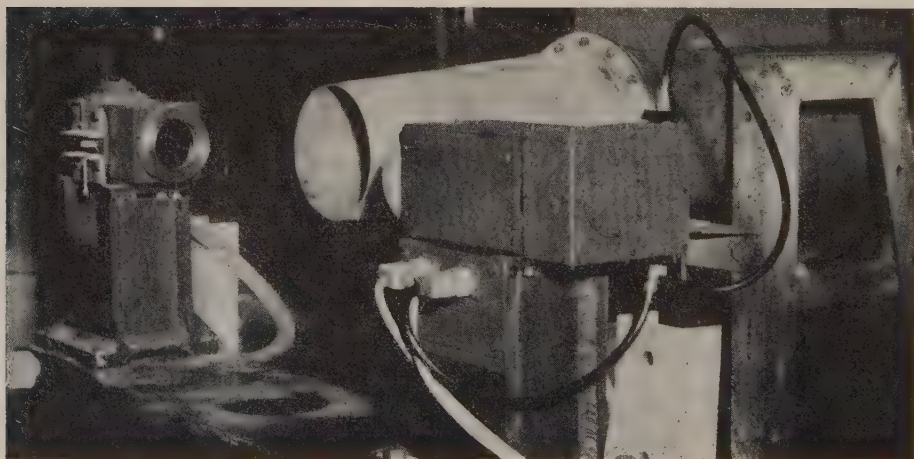


Fig. 13. — Appareil de mesure de températures de flammes.

La figure 13 montre la réalisation de l'appareil constitué par deux blocs, émetteur et récepteur, reliés rigidement par une poutre. La flamme passe entre eux.

C) EMPLOI DE L'APPAREIL. — Pour tenir compte de la transmission du projecteur, la source est étalonnée dans l'image S' . Cet étalonnage consiste à mesurer la température de luminance de cette image en fonction des conditions d'alimentation électrique de la lampe.

Il suffit alors, avant chaque expérience, d'égaliser les réponses des deux récepteurs pour tenir compte à la fois des variations éventuelles de transmission du système optique (en particulier de l'étalon interférentiel) et de celles des sensibilités des cellules. Cette égalisation s'effectue en plaçant une lampe à sodium en S' et en agissant sur la tension d'alimentation de l'un des récepteurs.

La flamme est ensuite introduite et sa température est déduite des mesures des deux courants de cellule produits par les deux flux.

3. **Réalisation d'un filtre à étalon interférentiel.** — 1. *Emploi de l'étalon interférentiel en spectroscopie.* — Les propriétés de l'étalon interférentiel ont été décrites par Fabry & Perot [5] qui en ont signalé les principales applications et jeté les bases de réalisation pratique et de réglage [8].

L'étude générale de cet instrument et son application à la spectrométrie ont été développées par M^r le Professeur Jacquinot et ses collaborateurs [7, 9, 11, 25, 26] au laboratoire du C. N. R. S. de Bellevue.

Appliqué à la spectrométrie à haute résolution, le Fabry-Perot permet de dépasser les performances des appareils à prisme ou à réseau. La plupart des réalisations ont été effectuées pour des études de structures hyperfines. Le Fabry-Perot est alors associé à un appareil classique ou l'appareil est constitué de plusieurs Fabry-Perot en série [12 à 21].

Mais l'intérêt de ce spectromètre n'est pas limité au domaine des hautes résolutions. Dans plusieurs conférences faites depuis 1954 [25], M^r Jacquinot a souligné le fait que, même à bas pouvoir de résolution, il est beaucoup plus lumineux que les autres appareils.

L'emploi de ce spectromètre permet, de plus, de réaliser un appareillage moins encombrant qui est donc d'un maniement plus aisé et peut s'adapter plus facilement aux conditions expérimentales sévères et variées pour l'étude de flammes réelles.

Ces conditions d'emploi pratique, hors du laboratoire, exigent de l'appareil une stabilité et une fidélité très grandes en présence de variations de température ou de vibrations.

2. *Lames de l'étalon.* — A) MATIÈRE DES LAMES. — Lorsque les faces semi-transparentes des lames constituant un étalon interférentiel sont tournées l'une vers l'autre, seul le milieu traversé entre elles intervient dans le phénomène d'interférences. Les défauts de la matière ou les irrégularités des secondes faces des lames n'ont pas d'influence sur les franges.

Cependant, les précisions à obtenir sur la régularité et la stabilité de forme des faces utiles ainsi que sur la qualité du poli nécessitent l'emploi d'une matière

exempte à la fois de tensions résiduelles et de défauts d'homogénéité affleurant en surface.

On choisit donc soit du verre borosilicate crown, premier choix, recuit fin, soit du quartz. Les avantages du quartz sur le verre résident dans son coefficient de dilatation de 20 à 30 fois plus faible et sa meilleure conductibilité thermique. Les déformations thermiques au cours du surfaçage sont ainsi beaucoup plus faibles.

B) PRÉCISION DES SURFACES. — Les défauts de surface agissent sur l'épaisseur e de l'éta lon.

En lumière monochromatique et dans une direction i , une variation d'épaisseur δe produit une variation de phase $\delta\varphi$ telle que

$$(26) \quad \delta\varphi = 2\pi p \delta e/e.$$

La transmission $\mathcal{T}$ de l'éta lon n'est pas constante dans toute sa surface utile ; on observe des franges d'égale épaisseur. Pour que, dans toute la surface, la transmission reste au moins égale à la moitié de sa valeur maximum, il faut que l'écart δe soit d'au plus

$$(27) \quad \delta e = e/\mathcal{T}p.$$

Pour un éta lon dans l'air ($n \simeq 1$), observé en incidence normale ($i = 0$), la tolérance d'épaisseur est

$$(28) \quad \delta e = \lambda/2\mathcal{T}.$$

Ainsi, en lumière monochromatique, quelle que soit l'épaisseur, la tolérance ne dépend que de la finesse réflectrice. Pour une finesse de 30, la précision doit être de $\lambda/60$.

Si cette tolérance n'est pas respectée, l'éclairement de la surface de l'éta lon n'est pas uniforme ; une frange d'égale épaisseur est visible. La surface utile n'est plus qu'une fraction de la surface totale de sorte que le flux maximum transmis pour la longueur d'onde considérée est réduit [22, 7].

Si l'éta lon est employé à l'isolement d'une bande spectrale dans un spectre continu, la tolérance d'épaisseur déduite de (20) et (27) devient

$$(29) \quad \delta e/e = 1/\mathcal{R}.$$

La variation relative d'épaisseur doit être au plus égale à l'inverse du pouvoir de résolution.

Si les faces de l'éta lon sont imparfaites, il faut, pour obtenir la même résolution, augmenter l'épaisseur. Mais l'ordre d'interférence étant alors plus élevé, les bandes parasites passant de part et d'autre de celle cherchée sont plus rapprochées. L'appareil associé à l'éta lon doit ainsi être plus dispersif. Autrement dit, la finesse pratique est inférieure à la finesse réflectrice.

Les variations d'épaisseur proviennent d'irrégularités locales de faible étendue, dues à des défauts de poli, réparties au hasard sur chaque surface, ou à des erreurs de forme de ces surfaces.

Toute différence de forme d'une surface par rapport à l'autre de δe entraîne un défaut visible. Mais supposons que les faces, bien que non planes, soient parallèles entre elles. L'éta lon peut être considéré comme constitué par un ensemble d'éta-

lons élémentaires dont les faces sont, pour chacun d'eux, assimilables aux plans tangents aux surfaces (fig. 14).

La transmission de chaque élément est au moins égale à la moitié de sa valeur maximum pour une direction d'incidence donnée, si la variation d'incidence $d\mathbf{i}$ est inférieure à l'expression (17).

En particulier, en incidence normale, les faces peuvent être des sphères concentriques si le rayon de courbure ρ de la face d'entrée est d'au moins

$$(30) \quad \rho = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{2}},$$

où D est le diamètre utile de l'étalon.

Ainsi, pratiquement, les surfaces utiles des deux lames d'un étalon peuvent ne pas être rigoureusement planes, à condition qu'elles soient appariées.

C) CONTRÔLE DES SURFACES. — Les lames d'un étalon sont réalisées par paire et contrôlées l'une sur l'autre comme des calibres de courbure.

Pour le contrôle en cours de surfacage, les faces utiles des lames sont séparées par des cales minces de quelque 0,01 mm d'épaisseur. En lumière monochromatique, on observe les franges d'égale épaisseur de la lame d'air comprise entre les deux faces. L'éclairage est obtenu par une lampe à vapeur de mercure, de cadmium ou de sodium, éventuellement filtrée pour isoler une raie.

Si les deux faces ont même forme et font entre elles un angle faible, les franges doivent être rectilignes. Leurs déformations indiquent les défauts des surfaces. La répartition d'intensité dans les franges étant sinusoïdale, la précision de ce contrôle correspond approximativement au cinquième de l'interfrange, soit $\lambda/10$.

Un contrôle plus précis est ensuite effectué en franges fines après dépôt sur les faces des lames de couches réfléchissantes de facteur de réflexion voisin de 0,9. Les franges sont observées par transparence. L'étalon E est placé entre deux colimateurs C_1 et C_2 (fig. 15). La source S est au foyer du premier et un diaphragme D est au foyer du second. Une lentille L projette l'image de l'étalon sur le plan d'écran P.

Les franges étant fines, leurs déformations sont plus visibles et il est possible

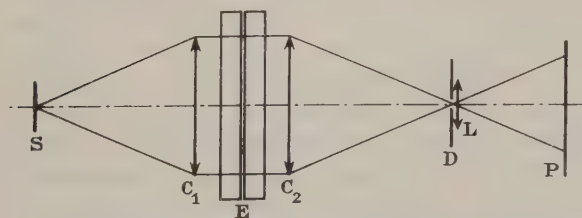


FIG. 15. — Schéma optique du montage pour contrôle des surfaces d'un étalon interférentiel.

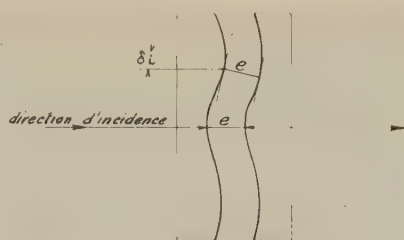


FIG. 14. — Etalon interférentiel à faces parallèles non planes.

d'apprécier des défauts correspondant au centième de l'interfrange, soit $\lambda/200$. Mais il n'est possible de chiffrer le défaut qu'en effectuant des mesures sur les franges, l'appréciation visuelle directe ne pouvant donner mieux de $1/10$ d'interfrange, soit $\lambda/20$.

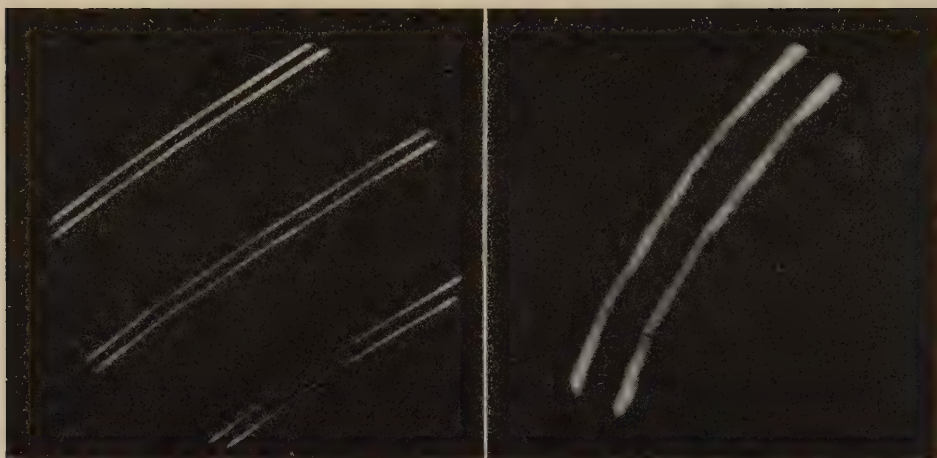


FIG. 16. — Franges d'égale épaisseur d'un étalon argenté pour contrôle des surfaces ; défaut de surface de l'ordre de $\lambda/50$.

Une nouvelle méthode, cependant, permet d'obtenir une plus grande précision sans nécessiter de mesures précises.

Supposons que la source d'éclairage soit une lampe à vapeur de sodium. Les deux raies jaunes qu'elle émet sont séparées de $d\lambda = 6 \text{ \AA}$. D'après (7) et (8), on a $p\lambda = 2ne \cos i$. Si on considère les franges du même ordre ($dp = 0$), on a, en différentiant,

$$(31) \quad de = e \, d\lambda/\lambda.$$

Pour les deux raies du sodium, la variation d'épaisseur correspondant à l'apparition des deux franges du même ordre données par les raies du doublet est $de \simeq e/1\,000$. Si l'on exprime de en fraction de la longueur d'onde d'éclairage $de = \lambda/m$, on a $m \simeq 600/e$, où e est évaluée en microns.

Pour une épaisseur e de 30μ , l'intervalle entre deux franges correspond à $\lambda/20$ et si l'on peut apprécier le cinquième de cet intervalle, la précision du contrôle est de $\lambda/100$, sans qu'il soit nécessaire d'effectuer de mesure précise.

Les photographies (fig. 16) montrent les franges fines d'égale épaisseur en lumière du sodium pour deux valeurs de l'angle des faces.

D) COUCHES RÉFLÉCHISSANTES [10, 23, 24]. — D'après la formule (13), la finesse réflectrice d'un étalon interférentiel ne dépend que du facteur de réflexion des couches déposées sur les lames mais, pour une finesse donnée, la transparence diminue rapidement quand croît l'absorption A de ces couches. Le diagramme (fig. 17), d'après Giacomo [24], montre bien cette évolution.

Comme ces couches doivent être très uniformes pour ne pas altérer la précision des surfaces sur lesquelles elles sont déposées, elles sont toujours réalisées par vaporisation sous vide.

L'argent pur est, parmi les métaux, celui dont l'absorption est la plus faible pour un même pouvoir réflecteur. Il permet d'atteindre des facteurs de réflexion

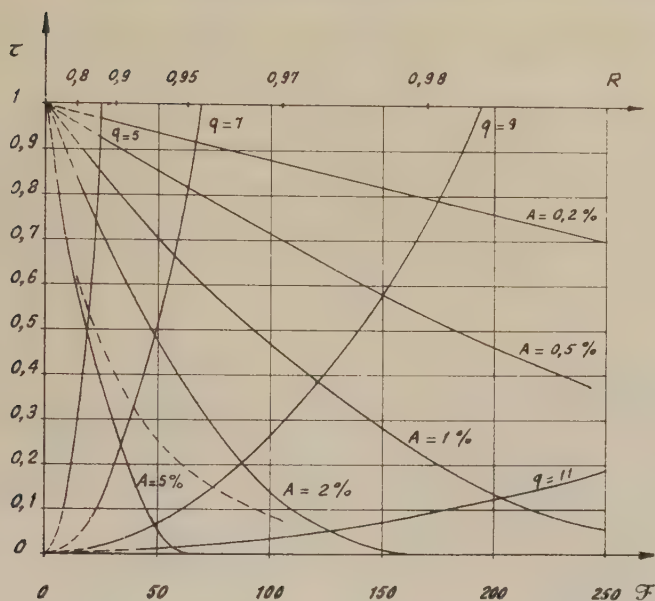


FIG. 17. — Diagramme des couches semi-réfléchissantes, d'après Giacomo [24] : τ , transparence ; F , finesse ; R , facteur de réflexion ; A , absorption ; q , nombre de couches pour les couches multiples ; — — — couches d'argent.

très élevés, jusqu'à 0,98. Mais, au delà de 0,8, l'absorption n'est pas négligeable et la transparence de l'étalon est fortement réduite (fig. 17, courbe en tirets).

Les couches d'argent sont employées pour contrôler les surfaces des étalons avec des facteurs de réflexion de 0,9 à 0,97 donnant pour $\lambda \simeq 0,5 \mu$ des finesesses réfléchissantes de 30 à 100, mais avec des transparences de 0,6 à 0,2. Pour cet usage, l'absorption a peu d'importance puisqu'on peut choisir l'éclairage convenable.

L'obtention de ces couches vaporisées sous vide est aisée et rapide. Mais leur conservation est de courte durée car elles noircissent par sulfuration au contact de l'air.

A cause de leur absorption et de leur mauvaise conservation, les couches d'argent pur ne sont plus utilisées pour les étalons eux-mêmes. Elles sont remplacées soit par des couches d'argent amélioré, soit par des couches multiples diélectriques.

Les couches d'argent amélioré sont obtenues par dépôt sur une couche d'argent de facteur de réflexion de l'ordre de 0,8 d'une couche de cryolithe d'épaisseur comprise entre $\lambda/8$ et $\lambda/4$ et d'une couche de sulfure de zinc d'épaisseur $\lambda/4$.

Pour une couche d'argent nu de facteur de réflexion 0,86 et d'absorption 6 %, le facteur de réflexion de l'ensemble atteint 0,95 pour une absorption de 2 %.

Les couches multiples sont constituées par dépôts successifs de couches alternativement de haut et de bas indice, par exemple sulfure de zinc et cryolithe, d'épaisseur $\lambda/4$. Les couches au contact de la surface et de l'air doivent être à haut indice de sorte qu'elles sont en nombre impair. Des caractéristiques intéressantes sont obtenues pour 5, 7 et 9 couches (fig. 17, courbes $q = \text{Cte}$).

Par exemple, pour 5 couches, le facteur de réflexion est de l'ordre de 0,87 et l'absorption 0,6 %. On peut alors obtenir une finesse de 25 pour une transparence de 0,9.

Les épaisseurs des couches étant réglées pour une longueur d'onde donnée, la réflexion est maximum pour cette longueur d'onde, mais décroît pour les longueurs d'onde situées de part et d'autre. Les étalons à couches multiples de transparence élevée ne peuvent donc être employés que dans des domaines spectraux restreints. Il est cependant possible de réduire la sélectivité des réflecteurs à couches multiples en modifiant les épaisseurs des couches successives, mais au détriment de la transparence maximum.

3. Monture mécanique. — A) RÔLE DE LA MONTURE. — Les performances d'un étalon interférentiel pour l'isolement d'une bande spectrale sont d'autant plus intéressantes que la précision des surfaces permet d'employer des finesesses réflectrices élevées. Mais ces performances ne peuvent être atteintes pratiquement que si l'épaisseur de l'étalon et le parallélisme de ses faces sont réglables et restent constants à une précision qui augmente avec la finesse.

Le rôle de la monture mécanique, qui doit permettre de respecter ces conditions, est donc important.

Supposons la finesse réflectrice $\tilde{F}$ égale à 30. D'après l'expression (28), la variation d'épaisseur δe pour laquelle le flux transmis pour une longueur d'onde $\lambda = 6\,000 \text{ \AA}$ varie de la moitié de sa valeur maximum est $\delta e = \lambda/60 = 100 \text{ \AA}$. L'épaisseur de l'étalon doit être ajustée avec cette précision.

On peut remarquer cependant que l'erreur sur la valeur absolue de l'épaisseur peut être plus grande. Pour isoler une largeur de bande $\delta\lambda = 2 \text{ \AA}$ à $6\,000 \text{ \AA}$, le pouvoir de résolution doit être de 3 000. D'après la formule (20), pour une finesse de 30 l'ordre d'interférence doit être égal à 100. L'erreur relative sur le pouvoir de résolution est égale à celles sur l'ordre d'interférence et sur l'épaisseur de l'étalon. Si une erreur relative de 3 % est suffisante, on peut choisir l'ordre d'interférence entier entre 97 et 103, soit l'épaisseur à $0,9 \mu$ près, à condition toutefois d'être placé sur un maximum à $100 \text{ \AA}$ près.

D'autre part, l'erreur de parallélisme doit être telle que l'épaisseur ne varie pas de plus de δe dans toute la surface utile de l'étalon. Si cette surface a un diamètre de 40 mm, l'erreur maximum de parallélisme doit être $\epsilon = 2,5 \times 10^{-7} \text{ rd}$ ou $0,05''$. Afin de respecter ces conditions, deux montures ont été réalisées.

B) DESCRIPTION DE LA PREMIÈRE MONTURE (fig. 18). — Les deux lames de l'étalon ont un contour circulaire de diamètre supérieur au diamètre utile. Elles sont séparées par trois cales également réparties sur une circonférence centrée sur le contour. Les cales de 2 à 3 mm de diamètre sont en clinquant de métal lorsque leur épaisseur est inférieure au dixième de millimètre. Elles sont, de préférence, en quartz pour des épaisseurs supérieures.

Dans la monture, les lames 1 et 2 sont maintenues, au niveau de chaque cale 3, entre une vis 4 vissée dans la pièce 5 et un piston 6 couissant dans un alésage de la pièce 7. La vis et le piston sont terminés, au contact des lames, par des surfaces convexes centrées sur leur axe commun qui passe aussi par le centre de la cale.

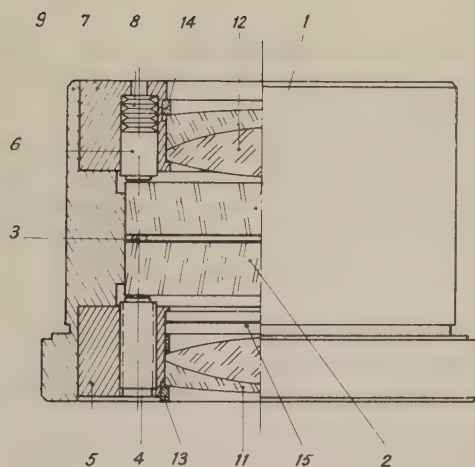
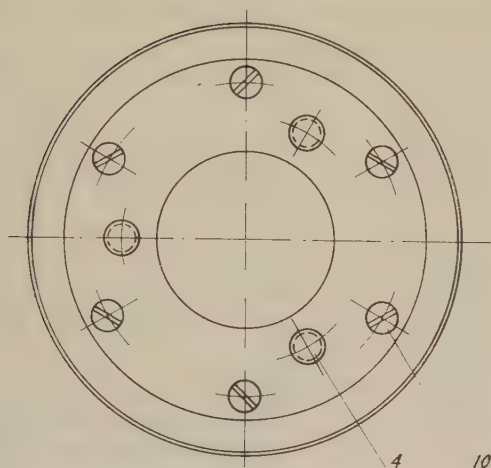
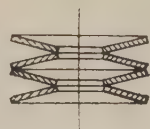


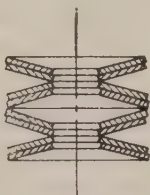
FIG. 19. — Rondelle Schnorr.



a) dans le même sens



b) successivement inversées



c) mixte

FIG. 18. — Plan de la première monture.

FIG. 20. — Empilements de rondelles.

Le piston appuie sur un système élastique 8 placé dans le même alésage de la pièce 7 que lui. Les pièces 5 et 7 sont assemblées à la pièce 9 au moyen des vis 10.

Les lames ne sont couvertes des couches réfléchissantes que sur une portion de leur surface pour permettre, au montage, de vérifier les positions correctes des cales par rapport aux vis et aux pistons.

Pour les réglages, l'avance de la vis 4 a pour effet de comprimer le système 8 qui produit sur l'ensemble lames et cales un effort approximativement proportionnel à sa compression. L'effort local sur les lames ne déforme pas leurs surfaces si la ligne d'action est normale aux faces et passe par le centre de la cale, tout au moins tant que cet effort n'est pas trop grand. L'écrasement de la cale a pour effet de réduire l'épaisseur de l'étalon à son niveau, donc de modifier le parallélisme.

Ainsi, entre le déplacement de la vis 4 et la variation d'épaisseur de l'étalon, le système élastique joue le rôle d'un démultiplicateur.

L'action sur les trois vis permet à la fois les réglages de l'épaisseur et du parallélisme.

Dans les montures d'étalons interférentiels, ce principe de démultiplication est utilisé pour les réglages. En général, le système élastique est un ressort à lame [6, 12, 19].

L'emploi d'un empilement de rondelles tronconiques du type « Schnorr » (fig. 19) agissant sur un piston permet de réduire l'encombrement de la monture. Ces rondelles peuvent être empilées dans le même sens ou en sens inverses (fig. 20). Toute combinaison de ces deux modes d'empilement est aussi possible, de sorte que les caractéristiques élastiques sont très variées.

L'empilement constituant le système élastique 8 (fig. 18) est obtenu par des rondelles successivement inversées. Pour cette disposition, la démultiplication dépend de l'élasticité de chaque rondelle et elle est proportionnelle au nombre des rondelles de l'empilement. Mais, l'effort maximum que peut produire l'empilement lorsque les rondelles sont complètement comprimées est indépendant de ce nombre.

Les objectifs collimateurs 11 et 12 sont montés dans les pièces 5 et 7 ; ils sont bloqués par les écrous 13 et 14. Un filtre interférentiel 15 permet d'éliminer les bandes passantes parasites de part et d'autre de celle cherchée.

L'étalon est ainsi contenu dans une chambre fermée qui, bien que n'étant pas rigoureusement étanche, amortit les variations rapides de température ou de pression de l'air extérieur. Ces variations qui sont produites soit par des courants de convection, soit par des vibrations acoustiques, n'ont donc aucune action sur les réglages de l'étalon.

C) CAUSES DE DÉRÉGLAGE. — L'étalon est réglé lorsque le flux passant dans le diaphragme de sortie est maximum pour la longueur d'onde choisie.

En lumière monochromatique, toute cause de variation de l'ordre d'interférence entraîne une diminution de ce flux.

Comme, d'après la formule (15), on a $p = 2ne \cos i / \lambda$, les causes de variation de p sont celles sur l'indice n et l'épaisseur e .

a) *Variation d'indice.* — Pour un étalon dans l'air, l'indice n est relié à la température absolue T et à la pression P par

$$(32) \quad n - 1 = KP/T.$$

En différentiant, on a

$$(33) \quad \frac{\delta n}{n - 1} = \frac{\delta P}{P} - \frac{\delta T}{T}.$$

D'autre part, en différentiant (15), on tire

$$\delta \lambda / \lambda = \delta n / n,$$

d'où

$$(34) \quad \frac{\delta P}{P} - \frac{\delta T}{T} = \frac{n}{n - 1} \frac{1}{\mathcal{R}}.$$

Dans les conditions normales de température et de pression on a

$$n - 1 = 2,9 \times 10^{-4},$$

d'où

$$(35) \quad \frac{\delta P}{P} - \frac{\delta T}{T} = \frac{3\,400}{\mathcal{R}}.$$

Pour un pouvoir de résolution $\mathcal{R}$ de l'ordre de 3 000, on peut tolérer des variations de température absolue ou de pression du simple au double.

b) *Variation d'épaisseur.* — Les variations d'épaisseur de l'étalon proviennent soit de déformations mécaniques de la monture, soit de sa dilatation.

La forme ramassée de la monture, la rigidité des pièces constitutives réduisent les causes de déformations. Les systèmes élastiques d'application des lames sur les cales doivent produire des efforts constants. Le réglage résiste aux chocs et aux vibrations mécaniques si ces efforts sont importants, sans toutefois dépasser des valeurs telles que les faces des lames soient déformées.

La dilatation des cales agit directement sur l'épaisseur de l'étalon. Mais, pour les autres pièces, lames de l'étalon ou monture, l'action des dilatations est démultipliée par le système élastique.

Si les cales sont en laiton, d'épaisseur 30 μ , la dilatation produit une variation d'épaisseur de 5 $\text{\AA}/^\circ\text{C}$.

La monture est en acier et la dilatation joue sur une longueur d'environ 40 mm. En supposant la démultiplication égale à 500, la variation d'épaisseur produite est de l'ordre de 10 $\text{\AA}/^\circ\text{C}$ qui s'ajoute à celle de la cale.

Dans ces conditions, une variation de température de 7°C produit une variation d'épaisseur de l'ordre de 100 $\text{\AA}$, donc un dérèglement.

En utilisant des cales et une monture en invar, on peut tolérer des écarts de température 15 fois plus forts, soit de l'ordre de 100° . C'est dans ce but que la seconde monture a été réalisée.

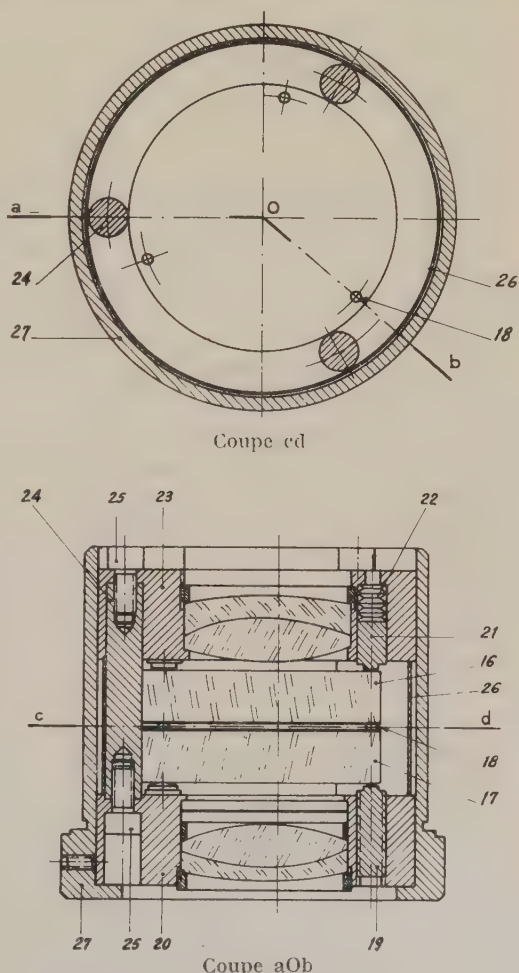


FIG. 21. — Plan de la deuxième monture.

D) DESCRIPTION DE LA SECONDE MONTURE (fig. 21). — Les lames 16 et 17 séparées par les cales 18 sont, comme dans la première monture, placées entre les vis de réglage 19, vissées dans la pièce 20, et les pistons 21 poussés par les systèmes élastiques 22 dans des alésages de la pièce 23. Les pièces 20 et 23 sont assemblées par trois colonnes en invar 24 fixées par les vis 25. Un tube cylindrique 26 entoure ces colonnes pour protéger les lames de l'éta lon du rayonnement direct de l'enveloppe extérieure 27.

4. **Résultats obtenus.** — 1. *Caractéristiques des étalons réalisés.* — Les étalons interférentiels sont réalisés en quartz fondu Heraüs, qualité Homosil. Les lames sont des disques de 60 mm de diamètre et de 12 à 15 mm d'épaisseur. Le diamètre utile est de 40 mm et le diamètre traité de 48 mm. La couronne marginale non traitée permet de placer convenablement les cales séparant les deux lames.

Plusieurs jeux de disques ont été réalisés à l'atelier d'optique de l'O. N. E. R. A. par M^{rs} Britchk et Gryson qui ont mis au point une méthode de surfacage. Les surfaces ont été contrôlées par la méthode décrite au paragraphe 3.2 C. Les meilleures pièces obtenues ont une précision de l'ordre de $\lambda/60$.

Les cales d'épaisseur des étalons sont des disques de métal de 2 mm de diamètre. Ces disques sont découpés dans des feuilles de clinquant. Les trois cales nécessaires à un étalon sont prises dans la même partie d'une même feuille, de sorte que leurs épaisseurs sont égales à $1\ \mu$ près.

L'épaisseur des cales étant de $27\ \mu$, l'ordre d'interférence au centre, pour la radiation $5\ 890\ \text{\AA}$, est voisin de 92, le pouvoir de résolution théorique, pour une finesse réflectrice de 30, est de 2 800 et les bandes parasites sont à $64\ \text{\AA}$ de la bande utile.

Les bandes parasites sont éliminées par un filtre interférentiel qui donne un pouvoir de résolution de l'ordre de 150.

Les couches multiples des étalons ont été réalisées par les E^{ts} M. T. O. et les filtres interférentiels spéciaux par la S. E. A. V. O. M.

Les deux montures décrites précédemment (§ 3.3) ont été construites. Le pas des vis de réglage est de 0,5 mm. Les systèmes élastiques sont constitués par 16 rondelles Schnorr empilées successivement en sens inverses. Les rondelles ont un diamètre extérieur de 8 mm, un diamètre intérieur de 4,2 mm et une épaisseur de 0,3 mm. Pour chaque rondelle, l'effort est de 5,4 kg par 0,1 mm de compression et la compression maximum est de 0,2 mm. Pour l'empilement, l'effort total est de 0,34 kg par 0,1 mm de compression, soit 1,7 kg par tour de la vis de réglage.

2. *Réglage.* — La précision de réglage est la variation d'épaisseur de l'éta lon produite par une rotation d'un centième de tour de vis.

Les vis sont amenées au contact des lames dans la monture et l'image de la surface de l'éta lon, éclairée en lumière du sodium, est observée sur le plan d'écran P (fig. 15). Cet écran n'est éclairé que lorsque l'épaisseur de l'éta lon est telle que l'ordre d'interférence au centre soit entier pour l'une des radiations émises par la source. Pour l'une des raies du doublet du sodium, on fait apparaître les franges d'ordres successifs, correspondant à des variations d'épaisseur de $\lambda/2$, en serrant les vis de réglage. Pour chacune d'elles, on note les positions des vis. De cette

manière, il est possible de faire passer 6 franges successives sans déformation apparente des lames.

La courbe (fig. 22) indique la variation d'épaisseur e de l'étalon en fonction du déplacement l de la vis ou de l'effort de compression F . Cette variation n'est pas linéaire. Pour la quatrième frange, l'effort de compression est de 1,7 kg et la démultiplication est de 1/700. La précision de réglage d'épaisseur est ainsi de $7 \times 10^{-3} \mu$.

On en déduit la précision de réglage du parallélisme. C'est la variation angulaire correspondant à la précision de réglage d'épaisseur à la distance qui sépare l'une des vis de la ligne joignant les deux autres. Cette distance est de 40 mm ; la précision de réglage du parallélisme est de 0,035".

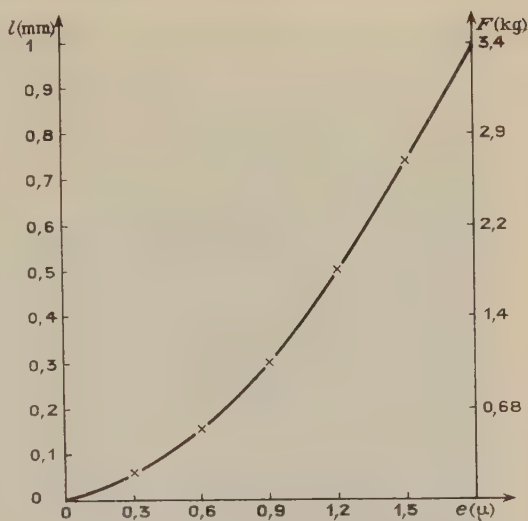


FIG. 22. — Action d'une vis de réglage.

3. *Mesure de la transparence et de la finesse réflectrice.* — La transparence et la finesse réflectrice des couches semi-réfléchissantes déposées sur les surfaces sont mesurées par la méthode de Giacomo [24].

Dans le montage optique de la figure 15, une cellule photoélectrique est placée dans le plan d'écran P.

On mesure successivement les courants de cellule : I_0 sans étalon, $0,96 I_0 T_1$ correspondant à la transmission de l'une des lames, $0,96 I_0 T_2$ correspondant à la transmission de l'autre lame et $(0,96)^2 I_0 T_F$ correspondant à la transmission de l'étalon déréglé et d'épaisseur de l'ordre du millimètre,

Le facteur de réflexion R_M , la transparence τ et la finesse réflectrice $\tilde{F}$ sont données par les formules

$$(36) \quad R_M = \sqrt{1 - (T_M^2 / T_F)},$$

$$\tau = T_M^2 / (1 - R_M^2),$$

$$(37) \quad \tilde{F} = \pi \sqrt{R_M / (1 - R_M)},$$

TABLEAU I. — Mesure de la transparence et de la finesse

Etalon à	T_1	T_2	T_M	T_F	R_M	τ	$\tilde{F}$
5 couches	0,111	0,104	0,108	0,056	0,89	0,97	27
7 couches	0,039 6	0,038 6	0,039	0,016	0,95	0,61	61

$$(38) \quad T_M = \sqrt{T_1 T_2}.$$

Le tableau I donne les résultats obtenus pour des réflecteurs à 5 et 7 couches réalisés par les E^{ts} M. T. O.

4. *Dispersion de l'étalon.* — Pour étudier les résultats donnés par l'appareil sur la dispersion de la lumière, on a réalisé le montage schématisé sur la figure 23.

Un condenseur constitué par deux objectifs O_1 et O_2 forme l'image d'une source sur une fente F. La source est soit une lampe S à vapeur de sodium, soit une

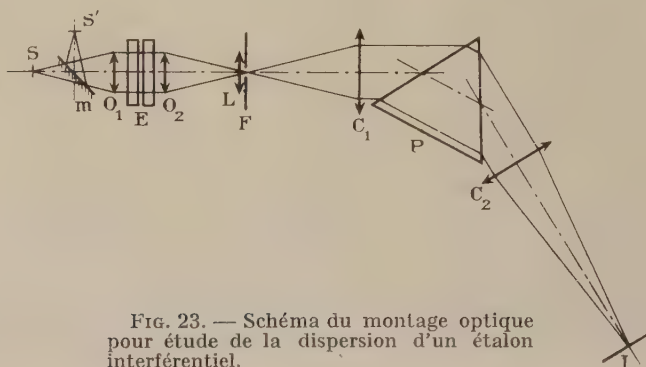


FIG. 23. — Schéma du montage optique pour étude de la dispersion d'un étalon interférentiel.

lampe S' à ruban de tungstène 6 V, 16,5 A. Le miroir escamotable m permet de passer rapidement de l'une à l'autre. La fente est au foyer du collimateur C_1 et la lentille L conjugue les pupilles du collimateur et de l'étalon E. Le collimateur C_1 est suivi d'un prisme P à 60° en flint extra-dense. Un spectre est formé au foyer du collimateur C_2 dans le plan I. La photographie (fig. 24) montre les résultats obtenus pour un étalon de 21μ d'épaisseur ; finesse réfléchrice $\mathcal{F} = 27$. Les spectres correspondent successivement à :

- A) lampe blanche (spectre continu) ;
- B) lampe blanche et filtre interférentiel ;
- C) lampe blanche et étalon interférentiel ;
- D) lampe blanche, filtre interférentiel et étalon interférentiel ;
- E) lampe à sodium, filtre interférentiel et étalon interférentiel ;
- F) lampe à sodium (doublet jaune) ;

G) spectre de référence (raie rouge du cadmium $\lambda = 6\,438 \text{ \AA}$, doublet jaune du mercure $\lambda = 5\,790$ et $5\,769 \text{ \AA}$, raie verte du mercure $\lambda = 5\,461 \text{ \AA}$).

La mesure des intervalles spectraux des différentes bandes passant sur le spectre C au moyen du spectre de référence G permet une détermination précise de l'épaisseur de l'étalon. En effet, d'après la formule (19) et en considérant l'ordre d'interférence entier au centre $k = 2e/\lambda$, on a

$$(39) \quad e = \lambda^2 / 2\Delta\lambda,$$

où $\Delta\lambda$ est l'intervalle spectral entre deux bandes successives.

Les spectres de la figure 24 montrent :

1° qu'en lumière pour sodium l'une des raies du doublet jaune est atténuée par

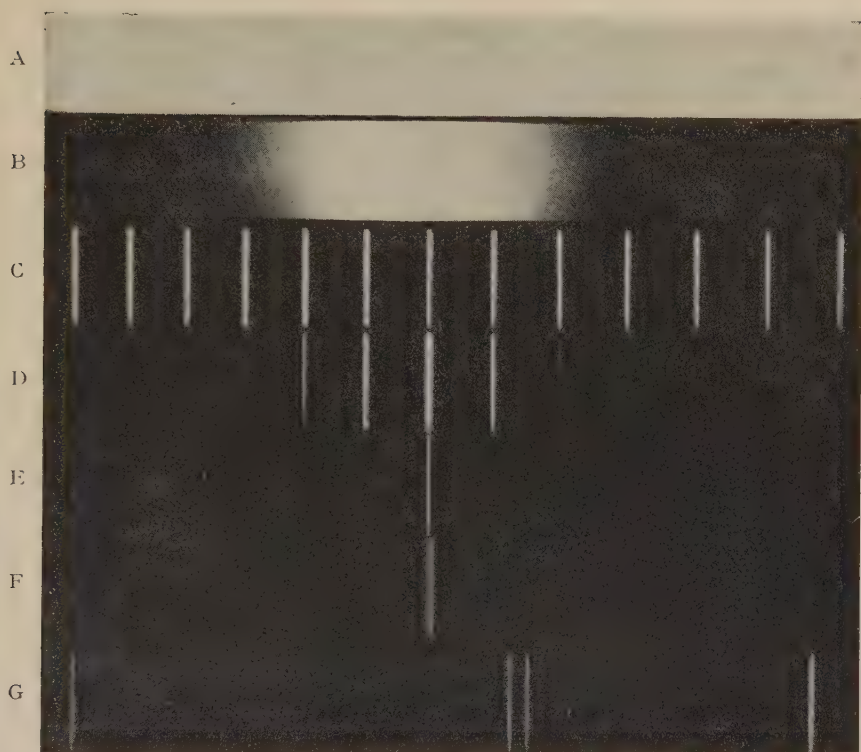


FIG. 24. — Association d'un étalon et d'un filtre interférentiel ; épaisseur de l'étalon : 21μ .

rapport à l'autre, mais n'est pas complètement éliminée (comparaison des spectres E et F) ;

2° qu'en lumière blanche, la bande centrée sur la radiation $5896 \text{ \AA}$ est plus large que la raie d'émission du sodium pour cette longueur d'onde (comparaison des spectres D et E) ;

3° que la bande passante du filtre interférentiel est trop large pour supprimer les bandes parasites de l'étalon interférentiel (comparaison des spectres B, C et D).

Il en résulte que les éléments actuels, filtre et étalon, ne permettent pas de résoudre complètement le problème posé.

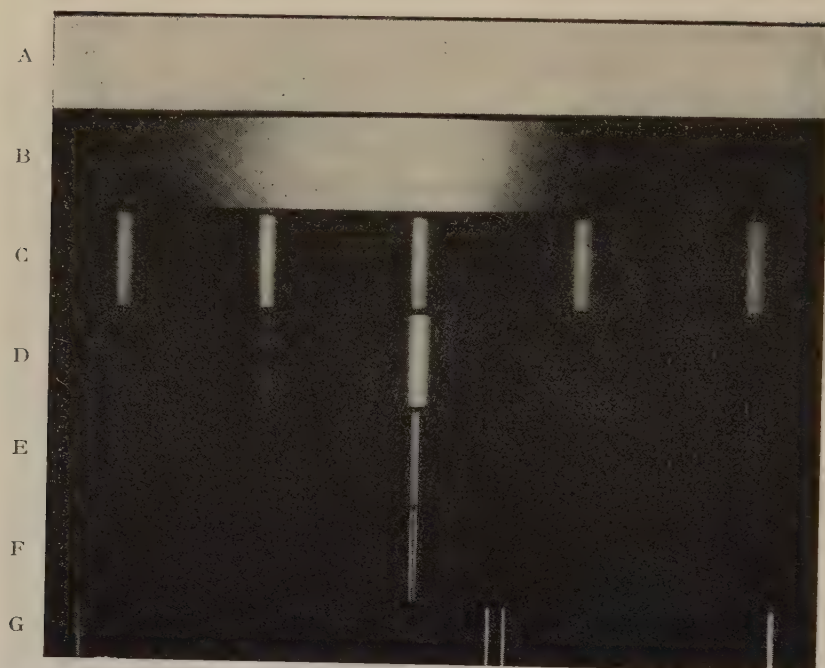
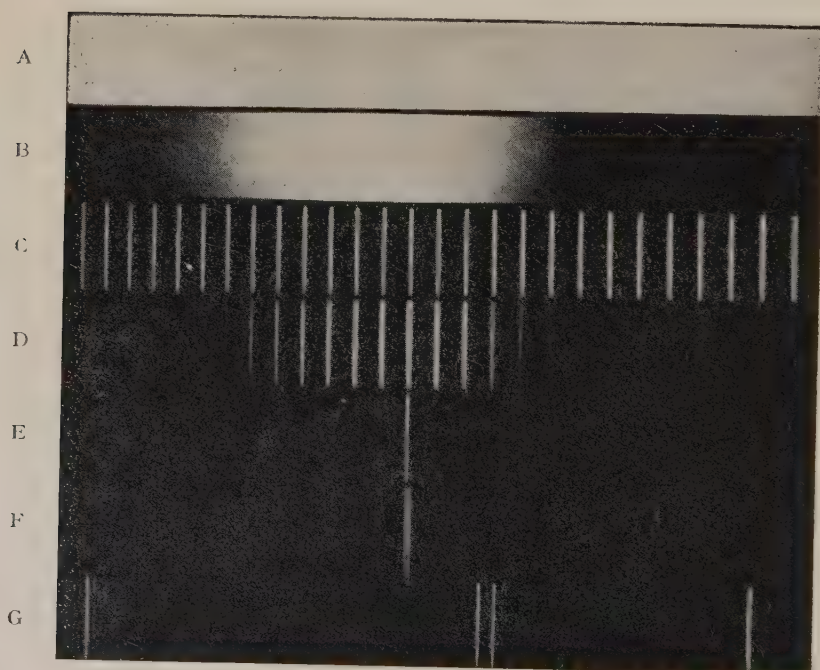
Pour le résoudre, il faut associer au filtre deux étalons en série. Dans ce but, une monture double a été construite.

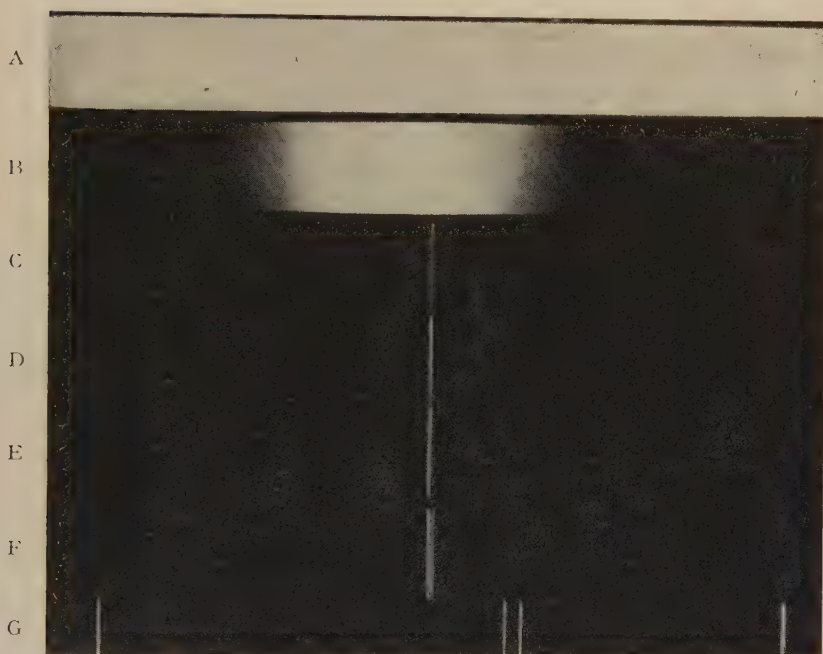
La figure 25 montre les résultats obtenus. Les références A à G des différents spectres sont les mêmes que pour la figure 24.

Les spectres 25a correspondent à un étalon de $7,9 \mu$ d'épaisseur. Les bandes passantes successives sont distantes de $220 \text{ \AA}$ (spectre C). Les bandes parasites sont éliminées par le filtre interférentiel (comparaison des spectres B, C et D). Mais la bande passante est plus large que l'intervalle des raies du doublet du sodium (comparaison des spectres D, E et F).

Les spectres 25b correspondent à un étalon de 43μ d'épaisseur. Les bandes sont

FIG. 25. — Association de deux étalons et d'un filtre interférentiel.

a) Epaisseur de l'étalon : $7,9\mu$.b) Epaisseur de l'étalon : 43μ .

c) Etalons de 7,9 et 43 μ en série.

distantes de 40 Å (spectre C). Les bandes parasites ne sont pas toutes éliminées par le filtre interférentiel (comparaison des spectres B, C et D), mais la largeur de la bande passante est de l'ordre de celle de l'une des raies du sodium (comparaison des spectres D, E et F).

Les résultats de l'association du filtre interférentiel et de deux étalons d'épaisseurs respectives 7,9 et 43 μ sont montrés par les spectres 25c. Les bandes parasites transmises par l'ensemble des deux étalons (spectre C) sont éliminées par le filtre interférentiel (comparaison des spectres B, C et D). La largeur de la bande passante en lumière blanche est égale à celle de l'une des raies du doublet du sodium (comparaison des spectres D et E). En lumière du sodium, l'une des raies du doublet est éliminée (comparaison des spectres E et F).

J'ai l'honneur d'adresser mes remerciements à la Direction de l'O. N. E. R. A., qui m'a autorisé à présenter ce travail, et à M^r le Professeur A. Arnulf dont les conseils bienveillants m'ont été très précieux.

Je remercie également le personnel du groupe de recherches optiques de l'O. N. E. R. A. et, en particulier, M^{rs} R. Bailly et J. Surget, de l'aide apportée dans la partie expérimentale.

RÉFÉRENCES

- [1] A. MOUTET, Méthode de mesure et d'enregistrement rapide des températures des flammes, *Rech. aéron.*, 1952, n° 27, p. 21-32 et n° 28, p. 21-30.

- [2] A. MOUTET, Etude sur la mesure de la température des flammes, en particulier dans les jets de fusée, Note technique O. N. E. R. A., n° 4/1574 E, 1952.
- [3] A. MOUTET, Mesure instantanée des températures de flammes, Publication O. N. E. R. A. n° 88, 1957.
- [4] P. JACQUINOT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **44**, 1954, p. 761.
- [5] C. FABRY & A. PEROT, *Ann. Chim. & Phys.*, [7] t. **12**, 1897, p. 459.
- [6] G. BRUHAT, Cours d'optique, éd. Masson, Paris, 1931, p. 148.
- [7] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. **5**, 1953 p. 138 et t. **8**, 1957, p. 77.
- [8] C. FABRY, Les applications des interférences lumineuses, éd. *Rev. Opt.*, Paris, 1927.
- [9] P. JACQUINOT & C. DUFOUR, *Jl Recherches CNRS*, t. **2**, 1948, p. 91.
- [10] C. DUFOUR, Thèse, *Ann. Physique* [12], t. **6**, 1951, p. 5.
- [11] P. JACQUINOT & R. CHABBAL, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **46**, 1956, p. 556.
- [12] S. TOLANSKY, Hight resolution spectroscopy, éd. Methuen, London, 1947.
- [13] J. STRONG, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **39**, 1949, p. 320.
- [14] R. G. GREENLER, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **45**, 1955, p. 788 ; t. **46**, 1956, p. 433 et t. **47**, 1957, p. 130.
- [15] W. V. HOUSTON, *Phys. Review*, t. **24**, 1927, p. 478.
- [16] R. DUPEYRAT, *C. r. Ac. Sc.*, t. **241**, 1955, p. 932.
- [17] J. BROCHARD, R. CHABBAL, H. CHANTREL & P. JACQUINOT, *C. r. Ac. Sc.*, t. **241**, 1955, p. 935.
- [18] J. C. EIRSCHERG, *Phys. Review*, t. **87**, 1955, p. 141.
- [19] K. B. ADAMS & K. BURNS, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **46**, 1956, p. 36.
- [20] M. A. BIONDI, *Rev. sci. Instrum.*, t. **27**, 1956, p. 36.
- [21] R. G. GREENLER, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **47**, 1957, p. 642.
- [22] C. DUFOUR & R. PICCA, *Rev. Opt.*, t. **24**, 1945, p. 19.
- [23] P. GIACOMO & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. **13**, 1952, p. 59.
- [24] P. GIACOMO, Thèse, *Rev. Opt.*, t. **35**, 1956, p. 317 et 442.
- [25] P. JACQUINOT, Semaine Internationale d'Etudes Supérieures des méthodes physiques d'analyse, éd. G. A. M. S., 1955, p. 31.
- [26] R. CHABBAL, Thèse, *Rev. Opt.*, t. **37**, 1958, p. 49, 336, 501 et 608.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Étude optique des écoulements aérodynamiques

Vu et approuvé :

Paris, le 15 juin 1958

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. PÉRÈS

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.

